чения с различными значениями $K_i = V_i^2 h_i$, $\lambda = K_1 / K_2$ и V_1/V_2 (1 – λ=4.0180, V_1/V_2=0.9272, C_X=0.0082, C_Y=1.6118, h_1=7.8508, h_2 = 1.6799; 2 – λ=3.9524, V_1/V_2=1.9762, C_X=0.4194, C_Y=4.8185, h_1=1.9688, h_2 = 1.9454, 3 – λ=0.0725, V_1/V_2=0.1837, C_X=1.9732, C_Y=-4.6521, h_1=1.8301, h_2 =0.8520). Здесь же можно увидеть, как смещается вдоль щитка точка схода потока при изменении соотношения импульсов натекающих потоков (величины λ). Сравнение полученных картин течения дает возможность сделать вывод, что если $V_1/V_2 < 1$, то при $\beta < 0.5$ линия тока KD на бесконечности будет стремиться к оси x, но не пересекать ее. Когда $V_1/V_2 > 1$, линия KD пересечет ось x. Положение точки схода потока зависит от значений количества движения жидкости K_i и определяется величиной λ. Если $\lambda > 1$, то точка схода будет находиться на задней части щитка. Когда же $\lambda < 1$, точка схода лежит на участке B_1C.

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СДВИГОВЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Мухсихачоян А.Р.

Институт механики НАН Армении, г. Ереван

Рассмотрено распространение антиплоской гармонической волны сдвига $U = \{0;0;U_3(x,y,t)\}$ в двух упругих полупространствах, одно из которых является однородным, другое – слабо-неоднородным по глубине с общей границей, совпадающей с плоскостью $y = 0$. Слабая неоднородность среды заключается в том, что считаются медленно изменяющимися упругие характеристики рассматриваемой среды и амплитуда искомой волны (вследствие чего пренебрегают и второй производной амплитуды, и произведениями производных от амплитуд и упругих характеристик). Полупространства характеризуются соответственно модулями сдвига G_1, $G_2(y)$ и плотностями ρ_1, $\rho_2(y)$.

На границе раздела двух жестко скрепленных полупространств имеем следующие условия

$$U^{(1)} = U^{(2)}, \quad \sigma_{32}{}^{(1)} = \sigma_{32}{}^{(2)}, \quad y = 0.$$

Из однородного полупространства на границу раздела под углом α_0 падает сдвиговая волна, удовлетворяющая уравнению движения Ламе. Поле упругих перемещений падающих и отраженных волн записывается в виде

$$U^1 = U_0 \exp\left[ik_1\left(x + \sqrt{\eta_1 - 1}y - \omega t\right)\right] + U_1 \exp\left[ik_1\left(x - \sqrt{\eta_1 - 1}y - \omega t\right)\right].$$

Здесь U_0 и U_1 – амплитуды соответственно падающей и отраженной сдвиговых волн, $\eta_1 = v_1{}^2/c_1{}^2$, $v_1 = \omega/k_1$ – скорость распространения волн вдоль поверхности $y = 0$, $c_1 = (G_1/\rho_1)^{1/2}$ – скорость сдвиговой волны в однородном полупространстве.

Решая для неоднородной среды, неоднородность которой задана по глубине полупространства, уравнение движения по методу медленно изменяющихся амплитуд [1] с точностью допущения слабо изменяющихся функций, получим решение в виде

$$U^{(2)} = \frac{U_2}{\sqrt{G_2(y)}\sqrt[4]{\eta_2(y) - 1}} \exp\left[ik_2\left(x + \int_0^y \sqrt{\eta_2(\zeta) - 1}\,d\zeta - \omega t\right)\right],$$

где $\eta_2 = \eta_2(y) = v_2{}^2/c_2{}^2(y)$, $v_2 = \omega/k_2$ – скорость распространения волны вдоль поверхности $y = 0$, $c_2(y) = [G_2(y)/\rho_2(y)]^{1/2}$ – переменная скорость сдвиговой волны в слабо-неоднородном полупространстве. Удовлетворяя граничным условиям и переходя от трансцендентных уравнений к алгебраическим относительно произвольных постоянных U_1 и U_2 с учетом закона Снеллиуса для углов отраженной и преломленной волн, получим выражения для коэффициентов отражения и преломления. Эти коэффициенты являются комплексными и зависят как от величин физико-механических характеристик среды и их производных на поверхности $y = 0$, так и от длины волны. Показано, что при предельном переходе $k \to \infty$ (коротковолновое приближение) волна как бы "не чувствует" слабую неоднородность. Рассмотрены два предельных случая: прямое и скользящее падение. Для углов больших критического ($\arccos c_s = \alpha_0{}^{kp} < \alpha_0 < \pi/2$, $c_s = c_2(0)/c_1$) отражение и преломление сдвиговых волн происходит без генерации других типов волн. Однако для углов меньших критического в обоих полупространствах возбуждается неоднородная волна, то есть существуют сдвиговые поверхностные (локализованные) волны. Получены дисперсионное уравнение фазовой скорости этих волн и условия их существования. Определены угол полного прохождения волны (без отражения) из однородной в неоднородную среду и условия существования этого угла. Показано, что из-за неоднородности среды получается дополнительное условие, связывающее физико-механические характеристики с параметрами неоднородности среды. Неоднородность влияет на величину угла падения, при которой волна не отражается. Разделением действительных и мнимых частей в выражениях коэффициентов отражения и преломления получены величины амплитуд и фаз отраженной и преломленной волн.

Для периодически слабо-неоднородной среды проведен численный анализ процесса отражения и преломления волн. При таком выборе материалов сред, что однородной средой является алюминий, а граничным материалом неоднородной среды – вольфрам, показано, что с увеличением угла падения коэффициент отражения убывает, а коэффициент преломления, наоборот, увеличивается. Фаза отраженной волны с возрастанием угла падения убывает, фаза преломленной волны возрастает.

Установлено, что для выбранной пары материалов полное проникание волны во вторую среду невозможно в силу невыполнения условий существования угла, при котором отражения не происходит. Однако при другом сочетании материалов: медь (однородная среда) и латунь (граничный материал неоднородной среды), – найден угол падения $\alpha_0 = 34^0\,20'$, при котором волна не отражается. Выявлено влияние неоднородности на угол полного прохождения и установлено, что при увеличении параметра неоднородности угол полного прохождения уменьшается.

Литература

1. Белубекян М.В., Мухсихачоян А.Р. Сдвиговая поверхностная волна в слабо-неоднородных упругих средах // Акустический журнал – 1996. – Т. 42. – № 2. – С. 179–182.
2. Гринченко В.Т., Мелешко В.В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. – Киев: Наукова думка, 1981. – 284 с.